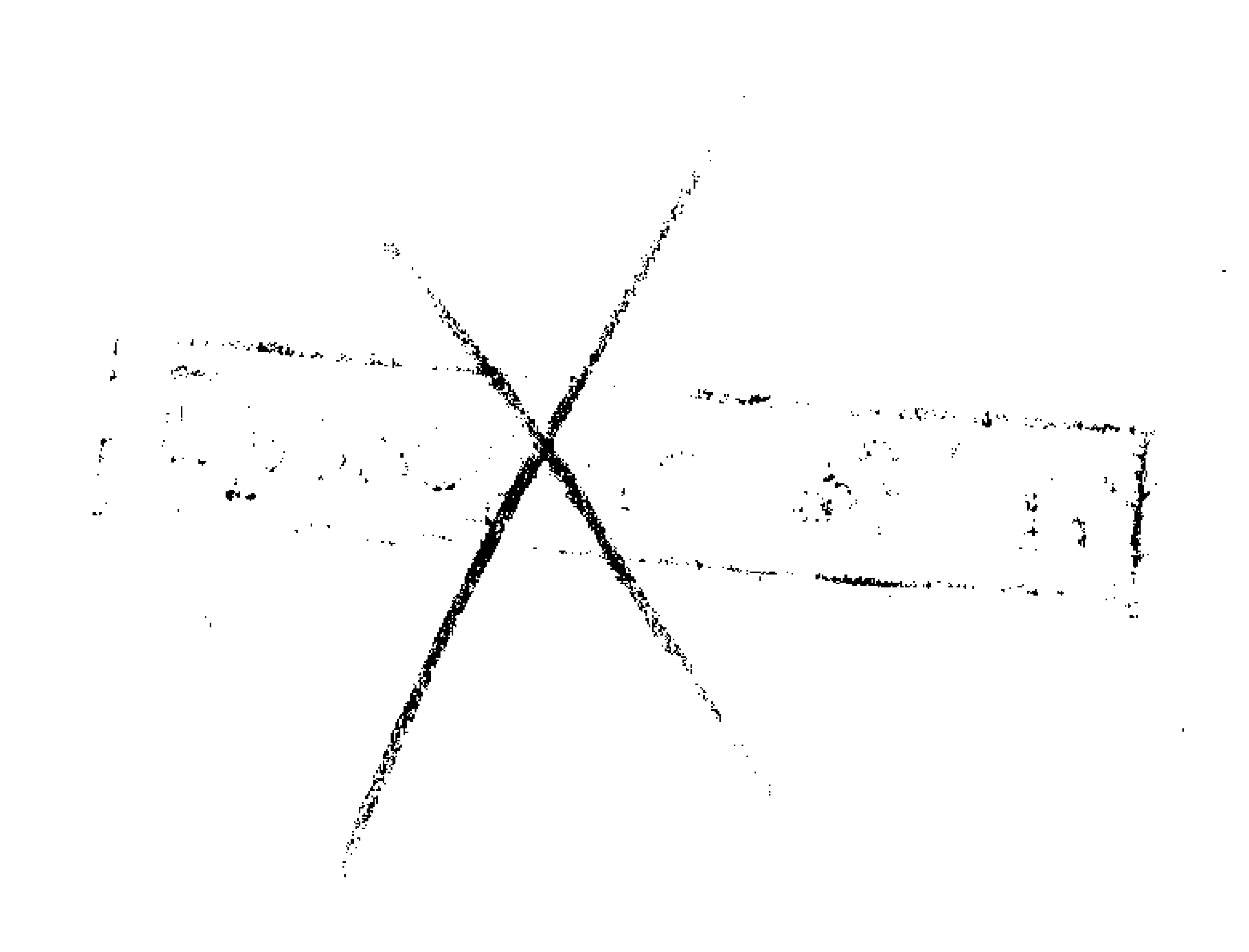
Г. А. ЛОРЕНТЦ

ТЕОРИИ И МОДЕЛИ ЭФИРА

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО ПОД РЕДАКЦИЕЙ
ПРОФ. А. К. ТИМИРЯЗЕВА И З. А. ЦЕЙТЛИНА
С ПРЕДИСЛОВИЕМ ПРОФ. А. К. ТИМИРЯЗЕВА



ОБЪЕДИНЕННОЕ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО НКТП СССР
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ОБЩЕТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ И НОМОГРАФИИ
МОСКВА 1936 ЛЕНИНГРАД

Lectures on Theoretical Physics
delivered at the university of Leiden

by

H. A. LORENTZ

Authorised translation

by

L. Silberstein, Ph. D., and A. P. H. Trivelli

Volume II

AETHER THEORIES AND AETHER MODELS

(1901—1902)

Edited by H. Bremekamp, Ph. D.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемые вниманию читателей лекции Г. А. Лорентца, прочитанные им в 1901—1902 гг., посвящены обзору теорий эфира и описанию самых разнообразных моделей эфира, которые были придуманы по преимуществу Кельвином (Виллиам Томсон).

Эти лекции отличаются теми же достоинствами, как и лекции, посвященные другим отделам теоретической физики и уже появившиеся у нас в печати.

Характерная их особенность состоит в почти полной переработке даже старого, хорошо известного всем физикам материала. Все доказательства перестроены заново, причем, несмотря на повышенные требования к строгости самого доказательства, изложение оказывается проще и доступнее. Особенно это относится к мастерскому изложению теории Бьеркнеса о взаимодействии пульсирующих шаров (Глава IV).

Многие из работ, изложенных в данном курсе лекций, нельзя считать удовлетворительными решениями поставленной задачи, и даже более того: порой и самый подход к решению задачи нельзя сейчас считать правильным. Тем не менее в этих лекциях перед нами проходит ряд остроумнейших попыток решить одну из труднейших задач теоретической физики. Современная теоретическая физика давно уже отказалась от попыток решать эти задачи физически, ограничиваясь одним только формальным математическим описанием этой группы физических явлений.

Заслуживает внимания тот факт, что с той поры, когда физическое истолкование уравнений Максвелла было признано большинством физиков совершенно излишней роскошью, дальнейшая разработка теории электромагнитного поля приостановилась.

Эта мысль в весьма скромной форме выражена Лорентцом в следующих заключительных строках последней главы: „Для многих физиков основная часть теории состоит в точном количественном описании явлений, наподобие того, как это дано в уравнениях Максвелла. Но если даже придерживаться этой точки зрения, то все-таки механические ана-

логии сохраняют часть своей ценности. Они могут помочь нам мыслить о явлениях и могут подсказать нам некоторые идеи для новых исследований". (Разрядка наша А. Т.).

С этой мыслью нельзя не согласиться: даже неудавшаяся физическая теория всегда полезнее голого эмпиризма, который продолжает оставаться голым, несмотря на отчаянные попытки прикрыть его математическими символами.

А. Тимирязев

ОГЛАВЛЕНИЕ

I. АБЕРРАЦИЯ СВЕТА

Когда мы пытаемся создать себе представление о природе эфира, то первым вопросом, с которым мы сталкиваемся, является вопрос о взаимоотношении последнего с весомой материей. Мы рассмотрим детально главным образом вопрос об увлечении окружающего эфира движущимся телом, например планетой. В этом отношении нам может оказаться полезной теория аберрации света.

1. Теория Стокса: Земля увлекает за собой окружающий ее эфир

Стокс (Stokes) представляет себе эфир текущим вблизи планеты и, согласно с этой гипотезой, определяет направление, в котором звезда должна быть видима, следующим образом. Если рассматривать фронт волны вблизи планеты, то, принимая во внимание скорость эфира в каждой точке, каждое последовательное положение можно определить при помощи построения Гюйгенса (Huygens). Так как скорости в различных точках различны, то фронт волны будет слегка повернут; а так как направление, в котором мы видим источник света, определяется нормалью волны, когда она достигает нашего глаза, то это вращение дает нам объяснение аберрации. Для определения величины вращения, произведенного таким образом, заметим прежде всего, что скорость поступательного движения (орбитальная скорость) Земли p составляет 10^{-4} часть скорости света V. Величины порядка $\left(\frac{p}{V}\right)^2$ не принимаются во внимание.

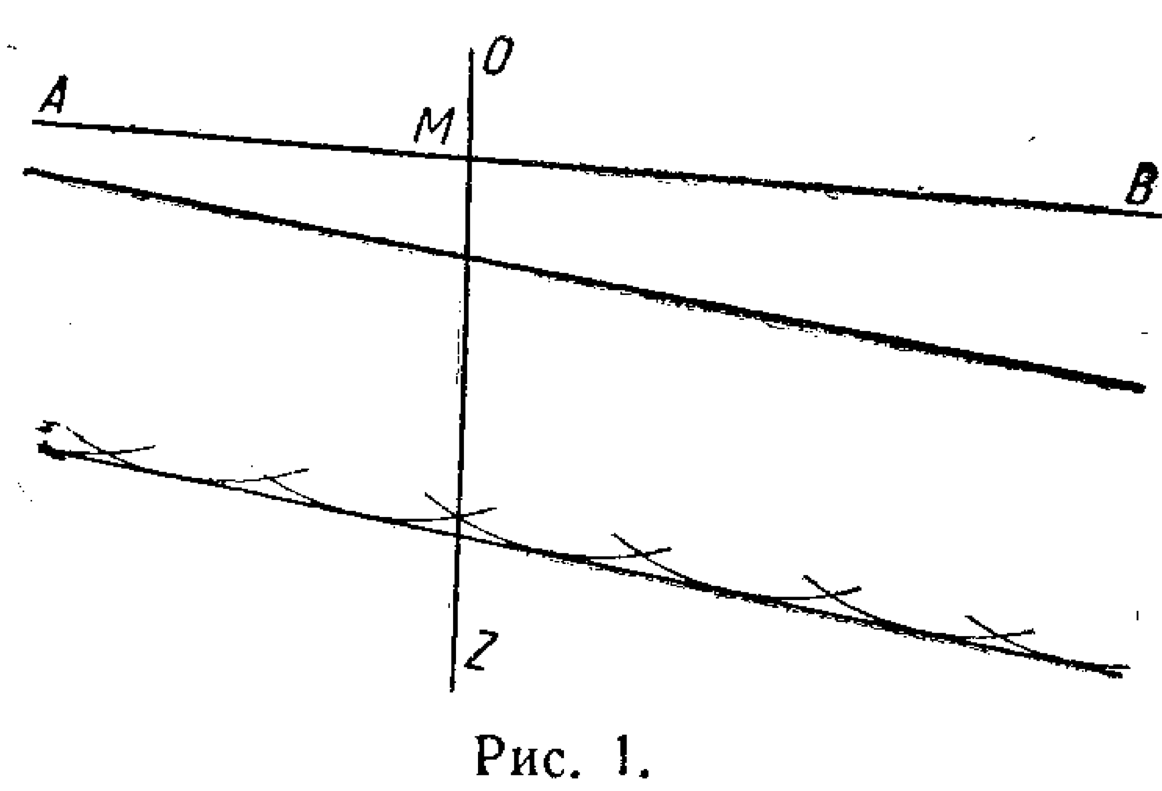


Рис. 1.

Пусть плоскость AB (рис. 1) представляет фронт волны в момент t и пусть ось z-ов OZ будет перпендикулярна к этой плоскости в точке M. Тогда, если u_0, v_0, w_0 представляют собой компоненты скорости

эфира в точке M, мы можем написать для компонент скорости в точке x, y, z_0 плоскости AB, выбранной вблизи M:

$$u = u_0 + \frac{\partial u}{\partial x} x + \frac{\partial u}{\partial y} y,$$

$$v = v_0 + \frac{\partial v}{\partial x} x + \frac{\partial v}{\partial y} y,$$

$$w = w_0 + \frac{\partial w}{\partial x} x + \frac{\partial w}{\partial y} y.$$

В течение времени dt точка перейдет в новое положение:

$$x + \left(u_0 + \frac{\partial u}{\partial x} x + \frac{\partial u}{\partial y} y\right) dt,$$

$$y + \left(v_0 + \frac{\partial v}{\partial x} x + \frac{\partial v}{\partial y} y\right) dt,$$

$$z_0 + \left(w_0 + \frac{\partial w}{\partial x} x + \frac{\partial w}{\partial y} y\right) dt.$$

Плоскость, проведенная через полученные таким образом точки, будет параллельна новому фронту волны. Ее уравнение будет:

$$z = z_0 + \left(w_0 + \frac{\partial w}{\partial x} x + \frac{\partial w}{\partial y} y\right) dt.$$

Это соотношение, в правой части которого x и y обозначают прежние координаты, будет справедливо, если разности между последними и новыми координатами очень малы. Направляющие косинусы этой плоскости равны:

$$-\frac{\partial w}{\partial x} dt, \quad -\frac{\partial w}{\partial y} dt, \quad 1,$$

так что нормаль фронта волны образует с осью OX угол

$$\frac{\pi}{2} + \frac{\partial w}{\partial x} dt,$$

а с осью OY — угол

$$\frac{\pi}{2} + \frac{\partial w}{\partial y} dt.$$

Изменения этих двух направляющих косинусов, первоначально равных нулю, т. е. величины

$$-\frac{\partial w}{\partial x} dt \quad \text{и} \quad -\frac{\partial w}{\partial y} dt$$

могут быть приняты в качестве меры поворота фронта волны вокруг осей OX и OY.

Фронт волны распространяется за время dt на расстояние $V\,dt$, так что вращение на единицу длины имеет компоненты

$$-\frac{1}{V}\frac{\partial w}{\partial x}, \quad -\frac{1}{V}\frac{\partial w}{\partial y}.$$

Полный поворот, проделанный фронтом волны до того момента, когда она достигает нашего глаза, выражается, само собой разумеется, в

форме интеграла. Предшествующее рассуждение дает нам часть интеграла для фронта волны, нормального к выбранной Z-оси. Однако отклонение от этой ориентации продолжает оставаться настолько малым, что указанные результаты могут быть применены для всех элементов интеграла. Таким образом компоненты полного поворота будут равны:

$$-\frac{1}{V}\int \frac{\partial w}{\partial x} dz, \quad -\frac{1}{V}\int \frac{\partial w}{\partial y} dz,$$

где интеграл должен быть распространен от точки, в которой движение Земли еще не воспринимается, до положения наблюдателя в точке P.

Если предположить, что движение эфира невращательно, то этот поворот может действительно объяснить аберрацию. В таком случае мы имеем потенциал скоростей φ, так что

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

Таким образом

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial z},$$

и наши выражения для компонент вращения принимают следующий вид:

$$-\frac{1}{V}\int \frac{\partial u}{\partial z} dz = -\frac{u_P}{V} \quad \text{и} \quad -\frac{1}{V}\int \frac{\partial v}{\partial z} dz = -\frac{v_P}{V}.$$

Нетрудно убедиться, что этот результат согласуется с наблюдениями, а также с элементарной теорией, если принять, что скорость эфира в точке наблюдения равна скорости поступательного движения Земли.

2. Потенциал скоростей в несжимаемом эфире

Здесь, однако, возникают серьезные сомнения относительно того, насколько существование потенциала скоростей может быть согласовано с требованием равенства скорости на всей поверхности Земли (а именно, поверхностная скорость равна скорости Земли в ее годовом движении). Между тем наличие такого потенциала необходимо для получения правильного значения аберрации. Вообще говоря, существование движения, обладающего потенциалом скоростей, не представляет собой ничего необычного. В жидкости, лишенной трения, в которой в данный момент, а следовательно, и в любой последующий, нет вихрей, никакое другое движение фактически невозможно. Однако, как было указано выше, предположение о потенциале скоростей для несжимаемого эфира нельзя примирить с другим требованием, согласно которому скорость на земной поверхности должна быть везде одинакова по величине и направлению. А именно, предположение, что потенциал скоростей существует и что нормальная компонента скорости эфира на поверхности Земли везде равна компоненте скорости поступательного движения Земли, вполне определяет движение в несжимаемом эфире; однако, в таком случае тангенциальные компоненты оказываются различными. Если начало координат находится в центре Земли, X-ось совпадает с направлением поступательного движения Земли, и скорость последнего равна p, то все

условия удовлетворяются (а согласно теории уравнения Лапласа это является единственным возможным решением) при помощи потенциала

$$\varphi = \frac{Cx}{r^3},$$

так что

$$u = C\left(\frac{1}{r^3} - \frac{3x^2}{r^5}\right), \quad v = -3C\frac{xy}{r^5}, \quad w = -3C\frac{xz}{r^5},$$

где C определяется условием, согласно которому нормальная компонента скорости на поверхности Земли должна быть равна компоненте p в том же направлении. Если R есть земной радиус, а θ — угол между направлением r и X-осью, то, так как $\frac{\partial\varphi}{\partial r} = -2\frac{Cx}{r^4}$, последнее условие дает:

$$-2C\cos\frac{\theta}{R^3} = p\cos\theta$$

и отсюда

$$C = -\frac{1}{2}pR^3.$$

Для того чтобы убедиться в том, что скорость эфира не может быть одинаковой на всей поверхности, т. е. равной скорости Земли, достаточно отметить, что для точек поверхности Земли в плоскости, проведенной через центр и перпендикулярной к OX, слагающая скорости по X-оси будет равна $-\frac{1}{2}p$, в то время как в точке пересечения поверхности с X-осью мы находим скорость, равную p. Для того чтобы обойти это затруднение, можно использовать то обстоятельство, что существование потенциала скоростей не является необходимым во всем пространстве, окружающем Землю, так как мы имеем дело только с ограниченной областью. Однако это предположение повело бы нас к очень искусственным и мало вероятным построениям.

3. Теория Планка. Сжимаемый эфир

Планк (Planck) показал, что эти трудности отпадают, если отказаться от гипотезы о несжимаемости эфира и предположить, что эфир подчиняется силе земного притяжения. Прежде чем приступить к детальному рассмотрению этого движения, примем из соображений удобства, что вся вселенная движется со скоростью — p, в то время как Земля остается неподвижной. В этом случае мы должны рассмотреть возмущения, вносимые неподвижным шаром в равномерный поток эфира. Планк строит свою гипотезу таким образом, что скорость на поверхности этого шара должна быть мала. Для того чтобы убедиться, каким образом удовлетворяется это условие, достаточно представить себе, что через плоскость, проведенную через центр перпендикулярно к направлению потока, в данный отрезок времени пройдет то же количество эфира, что и в случае отсутствия шара. Количество эфира, которое в последнем случае проходит сквозь круг, вырезаемый шаром из этой плоскости, должно в случае присутствия шара пройти сквозь остальную часть плоскости, окружающую круг, а в особенности через часть, наиболее близкую к последнему. При малой скорости это возможно лишь в случае большой плотности в соседстве с шаром. Поэтому, чтобы объяснить такую конденсацию, надо предположить, что эфир притягивается Землей. Необходимо, далее, предположить, что скорость света в таком сильно сгущенном эфире остается такой же, как и в эфире нормальной плотности. Планк предполагает также, что эфир при сжатии ведет себя как газ.

Теперь мы перейдем к подробному развитию этих представлений. Выберем Z-ось в направлении движения эфира в бесконечности. Пусть, как и прежде, потенциал скоростей будет φ, а, следовательно, компоненты скорости

$$u = \frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial\varphi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial\varphi}{\partial z}.$$

Пусть расстояние точки (x, y, z) от центра Земли будет равно r, а радиус Земли равен r_0. Пусть давление будет равно p, а плотность эфира равна k и пусть $\frac{k}{p} = \mu$ будет постоянным. Далее, пусть V будет потенциал силы притяжения на единицу массы, так что компоненты этой силы — опять-таки на единицу массы — будут

$$-\frac{\partial V}{\partial x}, \quad -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad -\frac{\partial V}{\partial z}.$$

Тогда $V = \frac{q}{r}$, а сила, которая направлена радиально на единицу массы, $-\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{q}{r^2}$; следовательно, на поверхности Земли она равна

$$\frac{q}{r_0^2} = -g.$$

Таким образом q определено, и мы имеем:

$$V = -\frac{gr_0^2}{r}.$$

Теперь напишем уравнение движения для стационарного состояния, в котором скорость и плотность в каждой точке имеют всегда одинаковые значения. Тогда, во-первых, удовлетворяется уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right) = 0 \qquad (1)$$

затем

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{1}{k}\frac{\partial p}{\partial x},$$

где левая часть представляет собой ускорение по оси X, так как ввиду стационарного состояния $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$. Правая часть представляет собой силу на единицу массы в том же направлении. Подобные же уравнения будут справедливы для направлений Y и Z. Благодаря существованию по-

тенциала скоростей интеграл может быть найден сразу. Действительно, уравнения движения могут быть написаны следующим образом:

$$\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left\{\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right\}+\frac{\partial V}{\partial x}+\frac{1}{k}\frac{\partial p}{\partial x}=0$$

и т. д., откуда

$$\int\frac{dp}{k}+V+\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right\}=\text{const}. \qquad (2)$$

Теперь предположим, что можно пренебречь членом, содержащим квадрат скорости. Тогда

$$\int\frac{dp}{k}+V=\text{const}.$$

Это уравнение показывает, что в принятой степени приближения можно считать распределение плотности в эфире равным распределению в состоянии покоя, так что мы можем написать[1]):

$$\frac{1}{\mu}\ln p-g\frac{r_0^2}{r}=\text{const}.$$

или также:

$$\frac{1}{\mu}\ln k-g\frac{r_0^2}{r}=\text{const}.$$

Постоянная интегрирования может быть выражена через плотность эфира k_0 на поверхности Земли.

$$\frac{1}{\mu}\ln k-g\frac{r_0^2}{r}=\frac{1}{\mu}\ln k_0-gr_0$$

вместо чего можно написать:

$$\ln\frac{k}{k_0}=\alpha\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r_0}\right),$$

где $\alpha=\mu g r_0^2$.

Для $r=\infty$ мы находим предельное значение k:

$$k_\infty=k_0 e^{-\frac{\alpha}{r_0}}.$$

Затем Планк определяет потенциал скоростей из уравнения (1), где k есть теперь известная функция координат. Требуется найти решение, представляющее движение, превращающееся на больших расстояниях в поток по направлению оси Z. Пусть скорость этого потока будет γ[2]). Тогда на больших расстояниях $\varphi=\gamma z$. Это позволяет написать $\varphi=zf(r)$.

---

[1]) Так как $p=\frac{k}{\mu}$, где μ—константа. *Прим. ред.*

[2]) Она была раньше обозначена через $-p$. Согласно обозначениям Планка p далее будет обозначать давление.

Тогда:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x}=\frac{xz}{r}\frac{df}{dr},\quad \frac{\partial\varphi}{\partial y}=\frac{yz}{r}\frac{df}{dr},\quad \frac{\partial\varphi}{\partial z}=\frac{z^2}{r}\frac{df}{dr}+f,$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}=\frac{z}{r}\frac{df}{dr}-\frac{x^2z}{r^3}\frac{df}{dr}+\frac{x^2z}{r^2}\frac{d^2f}{dr^2},$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}=\frac{z}{r}\frac{df}{dr}-\frac{y^2z}{r^3}\frac{df}{dr}+\frac{y^2z}{r^2}\frac{d^2f}{dr^2},$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=\frac{3z}{r}\frac{df}{dr}-\frac{z^3}{r^3}\frac{df}{dr}+\frac{z^3}{r^2}\frac{d^2f}{dr^2},$$

и уравнение (1) превращается в

$$k\left(4\frac{z}{r}\frac{df}{dr}+z\frac{d^2f}{dr^2}\right)+\frac{\partial k}{\partial x}\cdot\frac{xz}{r}\cdot\frac{df}{dr}+\frac{\partial k}{\partial y}\cdot\frac{yz}{r}\cdot\frac{df}{dr}+\frac{\partial k}{\partial z}\left(\frac{z^2}{r}\frac{df}{dr}+f\right)=0.$$

Подставляя только что найденное значение $\ln k$, получаем:

$$4\frac{z}{r}\frac{df}{dr}+z\frac{d^2f}{dr^2}-\alpha\left\{\frac{x}{r^3}\frac{xz}{r}\frac{df}{dr}+\frac{y}{r^3}\frac{yz}{r}\frac{df}{dr}+\frac{z}{r^3}\left(\frac{z^2}{r}\frac{df}{dr}+f\right)\right\}=0$$

или после некоторых сокращений:

$$\frac{d^2f}{dr^2}+\left(\frac{4}{r}-\frac{\alpha}{r^2}\right)\frac{df}{dr}-\frac{\alpha}{r^3}f=0.$$

Решением этого уравнения является

$$f=a\left(\frac{\alpha}{2r}-1\right)+b\left(\frac{\alpha}{2r}+1\right)e^{-\frac{\alpha}{r}}. \qquad (3)$$

Для определения постоянных a и b рассмотрим положение вещей в бесконечности и на поверхности Земли. Для $r=\infty$ мы должны иметь $\varphi=z\gamma$, а так как $\varphi=zf(r)$, то

$$f(\infty)=\gamma$$

и

$$b-a=\gamma.$$

На поверхности Земли эфир не может обладать скоростью, перпендикулярной к этой поверхности, т. е.

$$\frac{\partial\varphi}{\partial r}=0,$$

а так как

$$\frac{\partial\varphi}{\partial r}=\frac{z}{r}f(r)+zf'(r),$$

имеем на поверхности Земли:

$$f(r)+rf'(r)=0.$$

Подставляя значение $f(r)$ и полагая $r=r_0$, находим:

$$-a+be^{-\frac{\alpha}{r_0}}+b\frac{\alpha}{r_0}\left(\frac{\alpha}{2r_0}+1\right)e^{-\frac{\alpha}{r_0}}=0.$$

Отсюда

$$a = b\left(\frac{\alpha^2}{2r_0^2} + \frac{\alpha}{r_0} + 1\right)e^{-\frac{\alpha}{r_0}}. \tag{4}$$

Перейдем теперь к рассмотрению скольжения эфира вдоль земной поверхности. Для этого необходимо вычислить Z-компоненту скорости. Из $\varphi = zf(r)$ следует:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = f(r) + \frac{z^2}{r}f'(r),$$

а на поверхности Земли, где $f(r) + rf'(r) = 0$,

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = f(r)\left(1 - \frac{z^2}{r^2}\right) = \sin^2\theta f(r),$$

где θ есть снова угол между r и осью Z. Если ω есть скорость в тангенциальном направлении, то благодаря тому, что $\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \omega\sin\theta$, имеем:

$$\omega = \sin\theta f(r)$$

откуда из (3) и (4):

$$\omega = \sin\theta\left\{\left(\frac{\alpha^2}{2r_0^2} + \frac{\alpha}{r_0} + 1\right)\left(\frac{\alpha}{2r_0} - 1\right) + \frac{\alpha}{2r_0} + 1\right\} be^{-\frac{\alpha}{r_0}} =$$

$$= \frac{\alpha^3}{4r_0^3}\, be^{-\frac{\alpha}{r_0}}\sin\theta.$$

Теперь нашей целью является уменьшение коэфициента при $\sin\theta$ по сравнению с γ. Это произойдет тогда, когда $\frac{\alpha}{r_0}$ будет велико. В этом случае согласно уравнению (4) постоянная a будет мала в сравнении с b, и поэтому, так как $b - a = \gamma$, то b будет приблизительно равно γ.

Планк произвел несколько числовых расчетов, исходя из различных предпосылок. Примем сперва $\mu = \frac{k}{p}$ и $\alpha = \mu g r_0^2$ имеющими такое же значение, как для воздуха при 0°, а для g возьмем значение его для обыкновенной весомой материи. В таком случае следствия будут справедливы для воздуха, фактически окружающего Землю. Отсюда $\frac{\alpha}{r_0} = 800$, и отношение плотности на поверхности Земли к плотности, преобладающей на большем расстоянии, равно:

$$e^{\frac{\alpha}{r_0}} = e^{800}.$$

Результатом этого вычисления является вывод, что наша атмосфера может быть удержана Землей, хотя в то же время теория показывает, что некоторое остаточное скольжение является неизбежным при условии пренебрежения трением. Однако, что касается эфира, то нет необходимости останавливаться на допущениях, приводящих к столь сильной конденсации. Нетрудно вычислить, насколько далеко мы можем итти в этом направлении. Константа аберрации нам известна только до 0,5%.

Другими словами, скорость скольжения, меньшая $\frac{1}{200}$ скорости Земли, не может быть обнаружена.

Следовательно, достаточно, если скорость эфира на поверхности Земли будет ниже этого предела. Для этого необходимо только иметь

$$\frac{\alpha}{r_0} > 11.$$

Даже в этом случае мы все еще имеем конденсацию e^{11} (или около 60 000). Возникает естественный вопрос: нельзя ли получить настолько сильную конденсацию независимым путем? Заметим, что конденсация вокруг Солнца и подобных тел будет значительно выше благодаря тому, что притяжение пропорционально массе. Следовательно, конденсация эфира в результате присутствия Солнца будет несколько повышать конденсацию $e^{\frac{\alpha}{r_0}}$ на поверхности Земли. В связи с этим возникает ряд вопросов, которых, однако, мы не можем здесь рассматривать.

4. Теория Френеля. Неподвижный эфир

Обратимся теперь к рассмотрению другой гипотезы, а именно гипотезы неподвижного эфира. Это предположение уже было высказано Френелем (Fresnel). В этом случае эфир должен быть способен свободно проходить сквозь Землю. Сами атомы могут оставаться непроницаемыми, если предположить, что они занимают лишь небольшую часть общего объема. Мы можем также предположить, что атомы не непроницаемы, следуя ходу мыслей, согласно которому атомы или их составные части являются лишь особыми модификациями (особенностями) эфира.

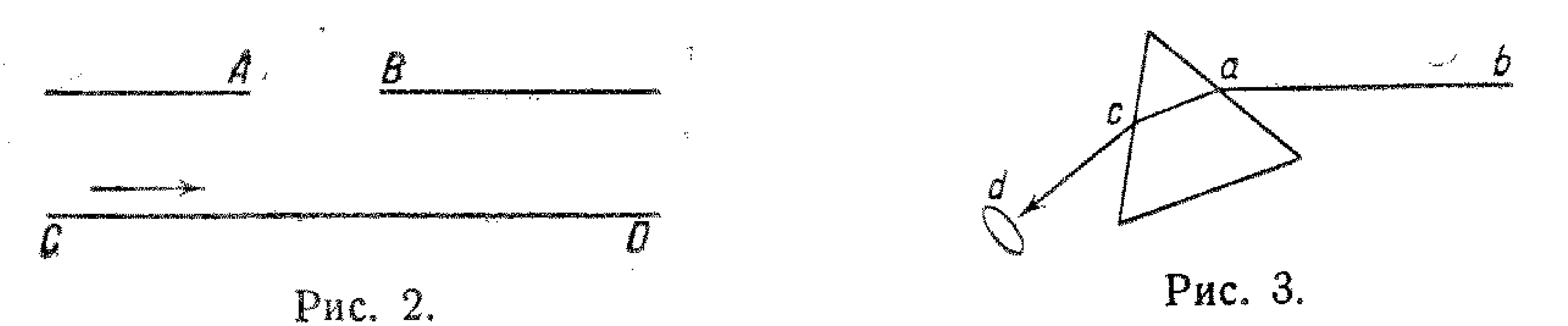


Рис. 2. Рис. 3.

Для объяснения аберрации снова применим принцип Гюйгенса. Рассмотрим простой случай, когда положение звезды определяется при помощи примитивного оптического аппарата (без линз) и пренебрежем существованием атмосферы. Объяснение будет то же, что и в эмиссионной теории.

Движение отверстия AB не оказывает влияния на распространение фронта волны, который в известный момент достигает отверстия AB (рис. 2). Простое построение дает нам часть экрана CD, принимающую рассматриваемое возмущение эфира, и совершенно очевидно, что этим путем мы возвращаемся снова к прежнему объяснению. Однако это рассуждение неприменимо в том случае, когда мы имеем дело с преломляющими поверхностями. В этом направлении были произведены многочисленные опыты с аберрацией. В качестве типичного примера может быть приведен знаменитый опыт Араго (Arago). Если ab (рис. 3) есть направление, в котором при аберрации звезда будет видима непосред-

ственно, то cd — направление, в котором звезда будет видима сквозь призму, — совпадает с направлением преломленного луча, связанного с падающим лучом ba. Другой опыт [Боскович-Эри (Boscovich-Airy)] доказывает, что при наблюдении звезды телескоп, наполненный водой, должен быть установлен в том же направлении, как и обычный телескоп. В общем итоге эти опыты показывают, что аберрация не оказывает никакого влияния на явления преломления.

5. Коэфициент увлечения

Для объяснения опыта Араго Френель ввел гипотезу увлечения, сводящуюся к следующему.

Пусть W будет скорость распространения света в данной среде, когда последняя неподвижна. Тогда, если среда движется со скоростью p в направлении распространения света, то скорость света по отношению к эфиру будет равна не $W+p$, а $W+kp$, где k есть правильная дробь. Другими словами, весомая среда ведет себя так, как если бы она увлекала за собой свет со скоростью, являющейся лишь некоторой частью ее собственной скорости. В таком случае коэфициент k должен быть:

$$k=1-\frac{1}{n^2},$$

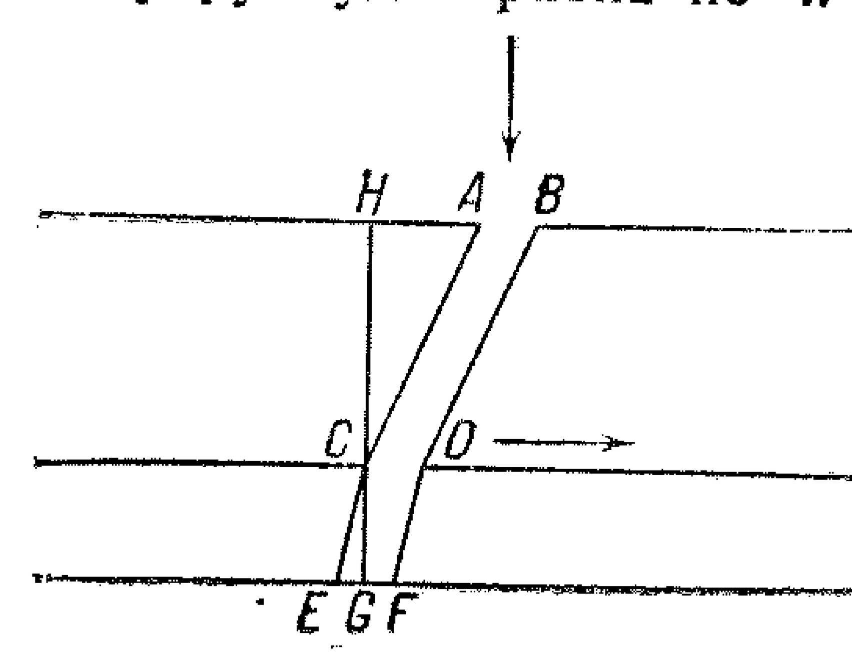


Рис. 4.

где n есть коэфициент преломления неподвижной среды. Для $n=1$, как и следовало ожидать, мы имеем $k=0$, потому что когда n стремится к единице, то среда становится неотличимой от эфира.

Это выражение для коэфициента k может быть легко найдено при помощи следующего рассуждения.

Предположим, что положение небесного тела определяется при помощи зрительного прибора, состоящего из экрана с отверстием AB (рис. 4), находящегося в эфире, из второго экрана с отверстием CD, за которым находится какая-либо весомая среда, например стекло, и наконец третьего экрана, на который падает свет. Так как преломление таково, как если бы кажущееся направление луча было бы истинным, то часть EF третьего экрана, на которую падает свет, может быть найдена, полагая

$$\sin(ECG)=\frac{1}{n}\sin(ACH).$$

Таков результат опыта. Теперь пусть будет v_0 — скорость света в эфире, v_1 — скорость света в стекле (в состоянии покоя), а p — скорость Земли. Рассмотрим случай, когда падающий свет перпендикулярен к первому экрану. Так как отклонение от нормали остается незначительно малым, то

$$\sin(ACH)\approx\operatorname{tg}(ACH)=\frac{p}{v_0},$$

а поэтому

$$\angle ECG=\frac{p}{nv_0}$$

и

$$EG=\frac{lp}{nv_0},$$

если $l=CG$. Определенный таким образом отрезок отличается от того, который мы получили бы, исходя из фронта волны CD, применяя принцип Гюйгенса и взявши v_1 в качестве скорости света; в последнем случае мы нашли бы такой отрезок $E'F'$, что

$$E'G:CG=p:v_1=p:\frac{v_0}{n},$$

и отсюда

$$E'G=\frac{lnp}{v_0}.$$

Для того чтобы примирить этот результат с результатом опыта, мы должны предположить, что за время $\frac{l}{v_1}$ стекло увлекло свет на расстояние

$$E'E=E'G-EG=\frac{lnp}{v_0}-\frac{lp}{nv_0},$$

т. е. со скоростью

$$\frac{lp}{v_0}\left(n-\frac{1}{n}\right):\frac{l}{v_1}=p\left(1-\frac{1}{n^2}\right).$$

6. Теория аберрации

Если принять коэфициент увлечения, то можно доказать, что все явления преломления и т. д. протекают так, как если бы аберрации не существовало вовсе. С этой целью мы сообщаем всей системе движение со скоростью, равной и противоположной скорости Земли. В таком случае Земля остается неподвижной, в то время как эфир обладает везде одинаковой скоростью. Доказательство может быть проведено для более общего случая произвольного движения эфира при условии, что последний обладает потенциалом скоростей. Нашей первой задачей является нахождение способа определения фронта волны и световых лучей. Элементарный фронт волны, распространяющийся из точки O, через время t в неподвижном эфире превратился бы в шар с радиусом v_0t. Если p есть скорость эфира в точке O и если скорость непрерывно изменяется от точки к точке, то, пренебрегая бесконечно малыми членами второго порядка, можно показать, что этот шар просто смещается как целое на расстояние pt. Последовательные фронты волны являются огибающими определенных таким образом шаров, которые должны строиться каждый раз вокруг точек предыдущего фронта волны как центров, причем необходимо принять во внимание скорость эфира в этих точках.

Для определения фронта волны в весомой среде рассмотрим сначала случай, когда эфир неподвижен, в то время как весомая среда обладает скоростью — p. В этом случае элементарный фронт волны по истечении времени t есть шар с радиусом $v_1 t$, который смещается как целое на расстояние — $pt\left(1-\frac{1}{n^2}\right)$. Если мы теперь сообщим всей системе скорость p, то элементарный фронт волны окажется смещенным относительно весомой среды, которая теперь оказывается неподвижной, на расстояние

$$\frac{1}{n^2}pt = \varkappa pt,$$

где $\varkappa = \frac{1}{n^2}$. Можно сказать, что этот коэфициент определяет степень увлечения света эфиром. Теперь пусть будет O (рис. 5) точкой фронта волны. Элементарный фронт волны, исходящий из O, есть шар с центром в O', где $OO' = \varkappa pt$, а радиус равен $v_1 t$. Пусть будет A точкой соприкосновения этого шара с огибающей поверхностью, которая представляет собой новый фронт волны. Тогда OA будет элементом светового луча, проходящего через O, и мы находим для скорости распространения вдоль этого луча по отношению к Земле $w = \frac{OA}{t}$. Отсюда, если θ есть угол $O'OA$, имеем:

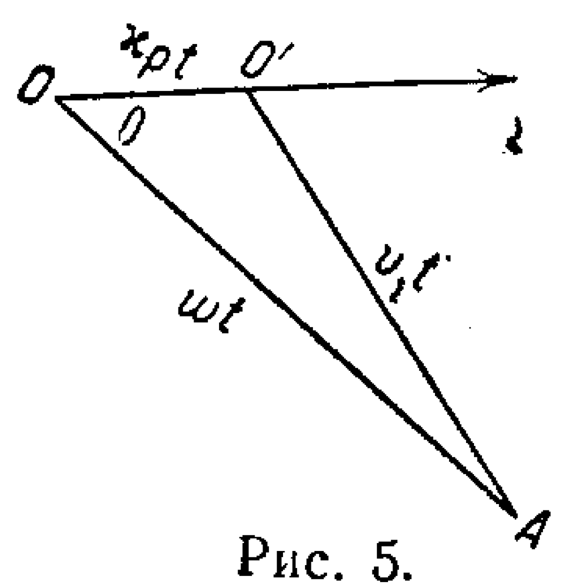


Рис. 5.

$$v_1^2 = w^2 - 2\varkappa wp\cos\theta + \varkappa^2 p^2$$

и, пренебрегая высшими степенями p, получаем:

$$w = v_1 + \varkappa p\cos\theta + \frac{\varkappa^2 p^2}{2v_1}(\cos^2\theta - 1) \quad (5)$$

и

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{v_1}\left\{1 - \frac{\varkappa p}{v_1}\cos\theta + \frac{\varkappa^2 p^2}{2v_1^2}(\cos^2\theta + 1)\right\}. \quad (6)$$

Эти формулы справедливы для всякого непрерывного распределения скорости p в пространстве.

Определив таким образом скорость вдоль луча, мы можем легко определить путь света по отношению к Земле. Для этого мы пользуемся теоремой, согласно которой свет следует по пути, соответствующему кратчайшему времени, — теоремой, которая в настоящем случае может быть также без труда выведена из принципа Гюйгенса. В самом деле, пусть будет AB путь луча, определенного при помощи построения Гюйгенса; рассмотрим любой другой путь между точками A и B. Оба пути пересекают последовательные фронты волны. Точки пересечения последних с истинным световым лучом могут быть названы соответственными точками. Пусть S и S' будут двумя последовательными положениями фронта волны, разделенными очень кратким промежутком времени, и пусть $P'Q'$ и т. д. будут точками S', соответствующими P, Q и т. д., произвольно выбранным на S. Тогда время прохождения по PP', QQ' и т. д. со скоростью луча, соответствующего этим линиям, будет всегда одинаково. Время, необходимое для прохождения всякого другого пути, проведенного из S в S', также с соответствующей скоростью луча, т. е. пути, проходящего через несоответственные точки, будет более продолжительным. Это очевидно из рис. 6, на котором A есть точка первого фронта волны, а $A'D$ лежит на втором фронте, причем A' есть точка, в которой последний фронт волны соприкасается с элементарной волной $A'C$, описанной вокруг A, так что A' и A являются соответственными точками. Так как время прохождения света для AA' равно такому же для AC, то для AD оно, очевидно, будет более продолжительным. Теперь представим себе между точками A и B весь ряд последовательных положений фронта волны. Если вспомнить, что световой луч является местом соответственных точек, чего нельзя сказать о любом другом пути от A к B, то станет очевидным, что время прохождения света по направлению луча является действительно кратчайшим сравнительно с временем для всех других путей, идущих от A к B.

После того как это доказано, путь света может быть определен следующим образом. Время, необходимое для прохождения произвольного пути между A и B, равно $\int_A^B \frac{ds}{w}$, причем интеграл должен быть распространен по всему пути. Это выражение должно быть минимумом для действительного пути света.

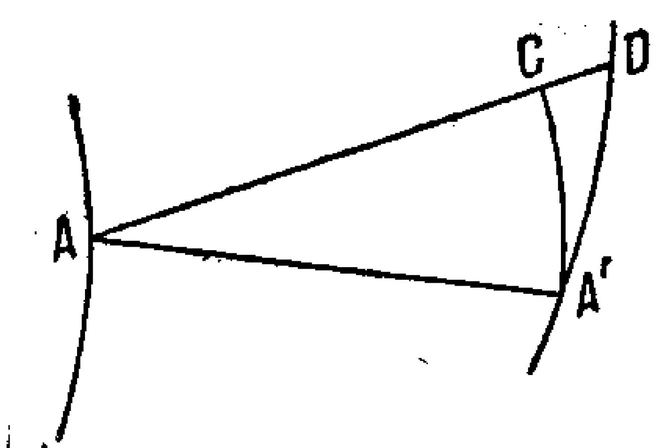


Рис. 6.

Рассмотрим сначала случай неоднородной (но изотропной) весомой среды, однако без поверхностей разрыва непрерывности. Тогда $\varkappa$, от которого зависит w, будет переменным, так как n, а также v_1 — переменны. Далее, w зависит также от p и θ, которые в свою очередь зависят от состояния движения эфира, относительно которого мы допускаем только, что он обладает потенциалом скоростей φ.

Тогда, принимая во внимание уравнение (5) и пренебрегая членами порядка $\frac{p^2}{v^2}$, находим для нашего интеграла

$$\int_A^B \frac{ds}{v_1}\left(1 - \frac{\varkappa p}{v_1}\cos\theta\right) = \int_A^B \frac{ds}{v_1} - \int_A^B \frac{1}{n^2}\frac{ps}{v_1^2}ds =$$

$$= \int_A^B \frac{ds}{v_1} - \int_A^B \frac{1}{n^2 v_1^2}\frac{\partial\varphi}{\partial s}ds.$$

Так как $nv_1 = v_0$ постоянно по всему пространству, последний из двух интегралов принимает вид:

$$\frac{1}{v_0^2}(\varphi_B - \varphi_A)$$

и, следовательно, не зависит от пути между A и B. Таким образом условия минимума определяются только первым интегралом правой части, а так как последний не содержит следов движения эфира, то путь света будет таким же, как если бы эфир был неподвижен. Необходимо отметить, что это доказательство основано, во-первых, на допу-

*

щении коэфициента увлечения Френеля и, во-вторых, на существовании потенциала скоростей

Из построения Гюйгенса следует, что условия минимума справедливы также и для случая перехода света из одной среды в другую. Следовательно, и в этом случае путь света может быть определен тем же рассуждением, что и раньше. Действительно, рассматривая любой путь от A до B, пересекающий преломляющую поверхность в точке C, и полагая $\frac{1}{n^2 v_1^2} = \mu$, имеем:

$$\int_A^B \frac{ds}{w} = \int_A^C \frac{ds}{w} + \int_C^B \frac{ds}{w} = \int_A^C \frac{ds}{v_1} - \mu(\varphi_C - \varphi_A) + \int_C^B \frac{ds}{v_1} - \mu(\varphi_B - \varphi_C) =$$
$$= \int_A^B \frac{ds}{v_1} - \mu(\varphi_B - \varphi_A).$$

Для того чтобы это выражение было минимумом, достаточно сделать первый член минимальным. Отсюда следует, что световые лучи по отношению к Земле подчиняются обычным законам преломления.

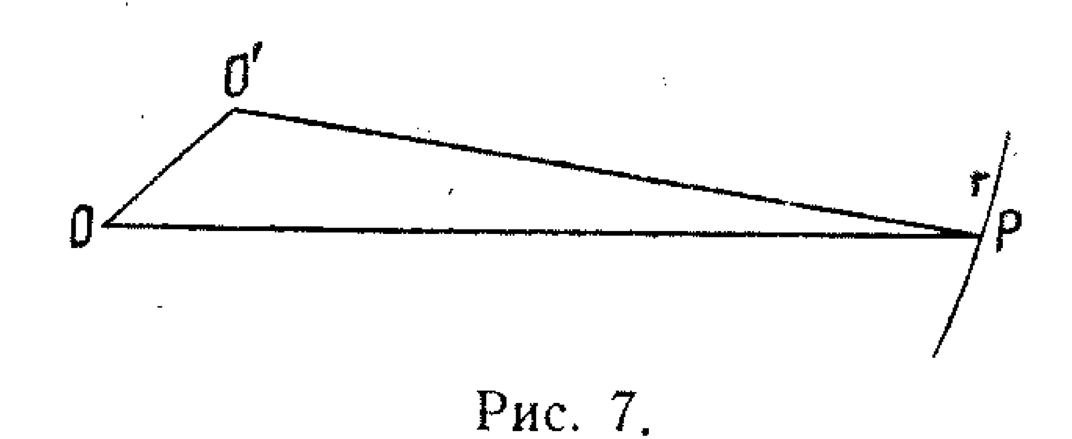


Рис. 7.

Нам остается рассмотреть отношения между световым лучом и фронтом волны, так как они больше не перпендикулярны друг к другу. Пусть O (рис. 7) будет точка на фронте волны, $OO' = p\varkappa t$, а P — соответственная точка последующего фронта волны, так что $OP = wt$ будет элементом светового луча и $O'P = v_1 t$. Теперь, если фронт волны, а следовательно, и нормаль волны ($O'P$) даны во всех точках, то направление светового луча может быть найдено сложением скорости v_1 по нормали со скоростью $\varkappa p$. Наоборот, если дан луч, направление нормали волны будет найдено сложением скорости w вдоль луча со скоростью — $\varkappa p$. В последнем рассуждении и вплоть до членов порядка $\frac{p^2}{v^2}$ скорость w может быть заменена v_1, взятой в том же направлении.

Рассмотрим снова светящуюся точку L в однородной среде и определим фронт волны при помощи указанного построения. Так как световые лучи являются прямыми линиями, исходящими из точки L, то нужно определить направление нормали волны в произвольной точке A. Если x, y, z являются координатами A при начале координат в L, то компонентами скорости луча v_1 в точке A будут:

$$\frac{x}{r} v_1, \quad \frac{y}{r} v_1, \quad \frac{z}{r} v_1,$$

причем последние должны быть сложены с компонентами скорости увлечения — $\varkappa p$. Компонентами последней являются $\varkappa \frac{\partial \varphi}{\partial x}$, $\varkappa \frac{\partial \varphi}{\partial y}$, $\varkappa \frac{\partial \varphi}{\partial z}$. Следовательно, компонентами результирующей будут:

$$\frac{\partial}{\partial x}(v_1 r - \varkappa\varphi), \quad \frac{\partial}{\partial y}(v_1 r - \varkappa\varphi), \quad \frac{\partial}{\partial z}(v_1 r - \varkappa\varphi),$$

а так как эта результирующая имеет направление нормали волны, то уравнение фронта волны будет:

$$v_1 r - \varkappa\varphi = \text{const}.$$

Вблизи L потенциал φ можно рассматривать как линейную функцию координат, так что последнее уравнение принимает форму:

$$v_1 r - \varkappa(ax + by + cz) = \text{const}.$$

Как мы уже знаем, фронты волны в непосредственной близости от L представляют собой шары, центры которых находятся на некотором расстоянии от L. Очевидно, уравнение согласуется с этим при условии пренебрежения членами, содержащими p^2, что и было сделано при выводе. Опять-таки мы получим, что волны, сходящиеся к одной точке, имеют ту же форму, что и расходящиеся от последней, если скорости в эфире будут везде обращены.

С целью приложения этого рассуждения к определению направления, в котором мы видим звезду через телескоп, рассмотрим фронт волны, идущий от звезды, и выведем из данной нормали к фронту волны направление светового луча. В наших опытах мы наблюдаем именно эти относительные световые лучи. В свободном эфире на большом расстоянии от Земли направление относительного луча определяется сложением скорости v_0 по нормали волны с $\varkappa p$, где $\varkappa = 1$. Очевидно, что этим способом мы находим то же направление, что и согласно элементарной теории. Дальнейшее движение вперед этих относительных лучей подчиняется обычным законам преломления и пр. И мы должны ориентировать телескоп таким образом, чтобы эти лучи сходились на точке пересечения креста нитей. Подобным же образом теория дает объяснение всем опытным данным.

вления дифракции и интерференции происходят так, как если бы Земля была неподвижна и мы имели бы дело со скоростью v_1. Например, если мы имеем два пути между A и B, то интерференция будет зависеть только от разницы времени распространения света по этим путям, каковая может быть определена применением для каждого элемента пути скорости v_1, так как это сводится только к опусканию одинакового для обоих путей члена $\mu(\varphi_A - \varphi_B)$.

В этом случае также достаточно предположить только существование потенциала скоростей, но не проницаемость Земли для эфира. Однако последнее предположение должно быть сделано для всех прозрачных сред, для того чтобы дать удовлетворительное объяснение коэфициента увлечения. В конце концов самой простой является теория Френеля.

7. Опыт Майкельсона

До сих пор мы пренебрегали всеми членами, содержащими в качестве множителя $\frac{p^2}{v^2}$. [См. формулу (5)].

Однако в некоторых интерференционных опытах можно достигнуть такой точности, что эти члены второго порядка должны быть приняты во внимание. Таков знаменитый опыт Майкельсона, идея которого была

дана уже Максвеллом. Пусть A и B будут две закрепленные на Земле точки и пусть последняя движется вдоль AB со скоростью p. Каково будет время, в течение которого свет может совершить полный пробег туда и обратно? Это будет зависеть от того, принимает ли эфир участие в движении Земли или нет. В первом случае искомое время будет независимо от скорости p, но во втором скорость света по отношению к Земле будет равна $v-p$ в одном направлении и $v+p$ в обратном, и, следовательно, время, необходимое для полного прохождения туда и обратно (до членов четвертого порядка), будет равно:

$$\frac{l}{v-p}+\frac{l}{v+p}=\frac{2l}{v}+2l\,\frac{p^2}{v^3}.$$

Так как Майкельсон определяет это время при помощи явления интерференции, влияние последнего члена будет все еще заметно, хотя он равен лишь доле периода колебания. Рассмотрим, какова должна быть величина l, для того чтобы дать эффект, доступный наблюдению так, чтобы смещение интерференционных полос благодаря отставанию во времени, равному $\frac{1}{10}$ периода колебания T, было еще заметно. Для этой цели мы должны иметь:

$$2l\,\frac{p^2}{v^3}=\frac{1}{10}\,T;$$

отсюда, если λ есть длина световой волны:

$$2l=\frac{\lambda}{10}\,\frac{v^2}{p^2}=10^7\lambda=600\ см$$

или

$$l=3\ м.$$

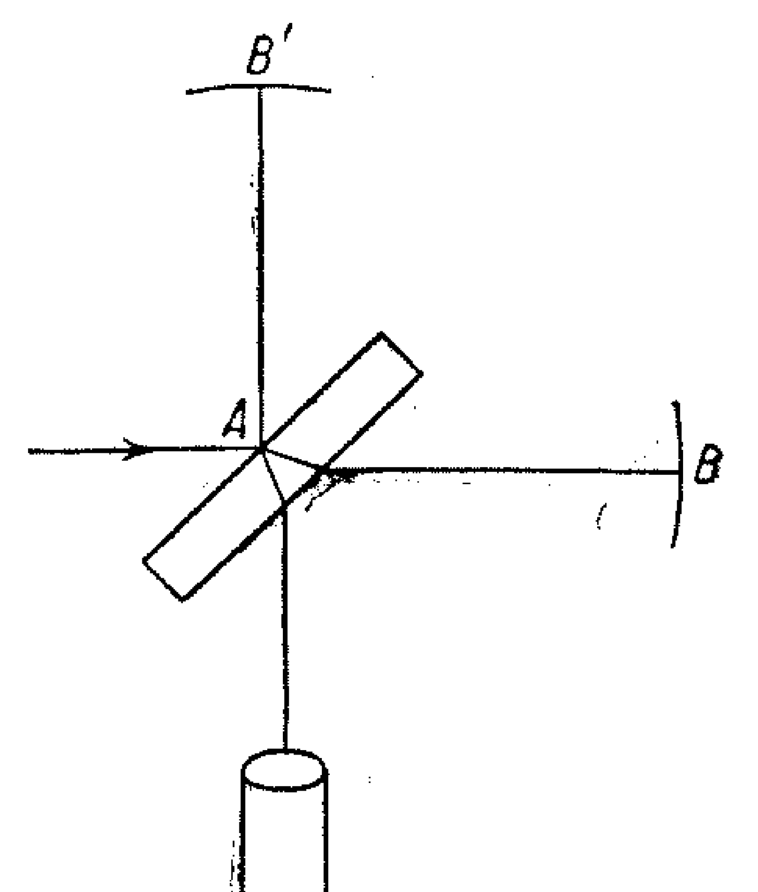


Рис. 8.

В опыте Майкельсона луч, проходящий туда и обратно определенное расстояние в направлении движения Земли, заставляют интерферировать с лучом, проходящим то же расстояние вверх и вниз в перпендикулярном направлении. Рис. 8 дает схематическое изображение установки. Последняя состоит из двух неподвижных зеркал B и B' и разделяющей их стеклянной пластинки A, наклоненной под углом в 45° к падающему световому лучу. Часть этого луча проходит сквозь пластинку, отражается от B и после отражения от нижней стороны пластинки попадает в телескоп. Другая часть падающего света отражается в A по направлению к зеркалу B' и оттуда через стеклянную пластинку в телескоп, где интерферирует с первой частью луча. Опыт состоит в повороте всей установки, включая источник света и телескоп, на 90° и в сравнении интерференционных полос в новом и исходном положении. Эффект разности фаз таким образом удваивается. Однако смещения интерференционных полос не наблюдалось [1]).

[1]) Это утверждение не совсем точно. Смещения полос наблюдались, но такого порядка, что они не удовлетворяли вышеизложенной упрощенной теории опыта Майкельсона и рассматривались как результат несовершенства экспериментирования. *Прим. ред.*

Рассмотрим несколько более подробно теорию этого опыта. Мы должны сравнить время, необходимое свету для прохождения двух различных путей между точками A и B (рис. 9). Мы уже видели, что при условии сохранения только членов первого порядка разница между временами прохождения в обоих случаях такова, как если бы Земля оставалась неподвижной. Теперь для определения влияния членов второго порядка мы должны принять во внимание, что путь света между A и B сам по себе слегка изменяется в результате движения. А именно, путь света мог бы быть идентифицирован с путем, соответствующим случаю неподвижности Земли только в том случае, если бы мы ограничились членами порядка $\frac{p}{v}$. Теперь незначительным изменением пути, обусловленным членами второго порядка, пренебрегать не следует. Однако нетрудно показать, что даже при включении эффектов второго порядка время распространения от A до B может быть вычислено с достаточной степенью точности путем распространения интеграла $\int\frac{ds}{w}$, где w дано уравнением (6), по пути света, который соответствует неподвижной Земле. Пусть, например, ACB (рис. 9) будет ход луча в том случае, когда Земля неподвижна, а ADB — фактический ход луча в случае подвижной Земли. Тогда интеграл $\int\frac{ds}{w}$ должен быть вычислен для пути ADB. Однако, так как значение этого интеграла составляет минимум, то он будет отличаться от интеграла, взятого по пути ACB, лишь на величину второго порядка относительно расхождения обоих путей (например CD). А так как, как было уже отмечено, это расхождение порядка $\frac{p^2}{v^2}$, то разность между интегралами, взятыми по ACB и ADB будет порядка величины $\frac{p^4}{v^4}$ и поэтому может быть опущена.

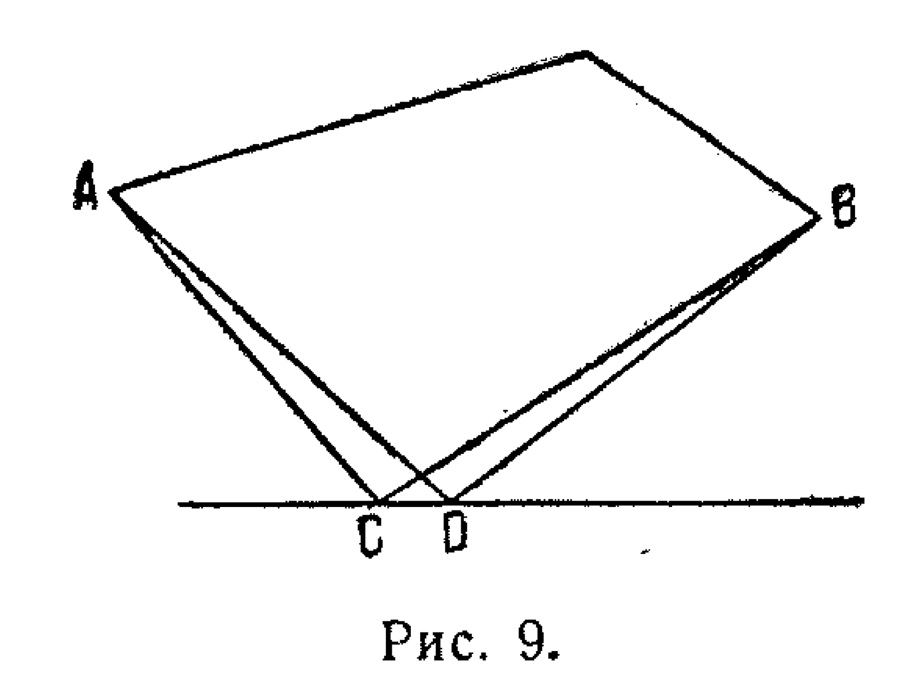


Рис. 9.

То же справедливо и для второго светового пучка, указанного на рисунке линиями без букв.

Время распространения света от A до B $\tau=\int\frac{ds}{w}$ может быть вычислено, как и в § 6, разлагая $\frac{1}{w}$ в ряд по степеням $\frac{p}{v}$ и ограничиваясь первыми тремя членами. Таким образом $\tau=\tau_1+\tau_2+\tau_3$, где согласно уравнению (6)

$$\tau_1=\int\frac{ds}{v_1},$$

$$\tau_2=-\int\varkappa\,\frac{p\cdot\cos\theta}{v_1^2}\,ds$$

(что не оказывает влияния на разность фаз) и

$$\tau_3=\frac{1}{2}\int\frac{\varkappa^2p^2}{v_1^3}\,(1+\cos^2\theta)\,ds.$$

В опыте Майкельсона мы можем положить $\varkappa = 1$, p же согласно теории Френеля, есть скорость Земли. Интеграл τ_2 не оказывает влияния на разность фаз, происходящую от поворота установки, и таким образом мы должны обратить внимание только на τ_3, где $\theta = 0°$ или $180°$ для первого и $\theta = 90°$ или $270°$ для второго из интерферирующих лучей. Если l есть дважды пройденный путь, то, как было уже указано,

$$\tau_3 = 2\,\frac{p^2 l}{v^3}$$

для первого луча; для второго луча

$$\tau_3 = \frac{p^2 l}{v^3}.$$

Таким образом движение Земли оказывает некоторое влияние и на последний. Это может быть показано следующим простым образом. Луч, падающий на стеклянную пластинку в точке A (рис. 10), возвращается зеркалом B и снова падает на нее в точке A', так что расстояние, на которое пластинка смещается за это время, будет равно $AA' = 2\,\frac{lp}{v}$. Следовательно, длина пути света равна

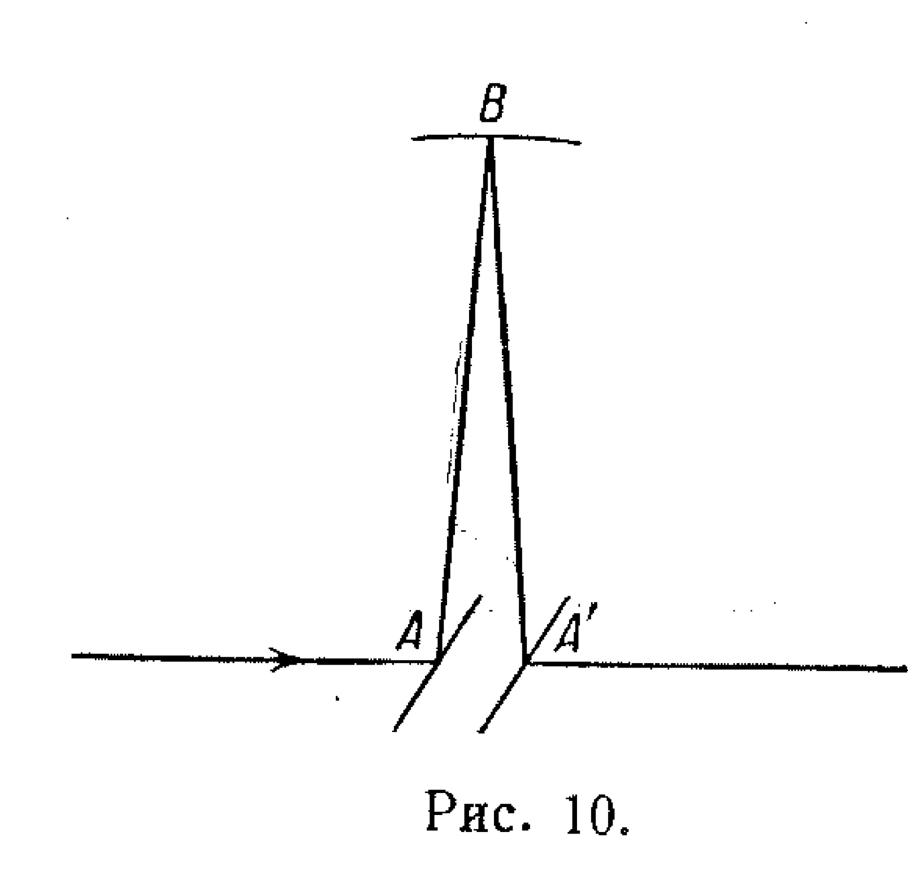


Рис. 10.

$$2\sqrt{l^2 + \frac{l^2 p^2}{v^2}} = 2l\left(1 + \frac{p^2}{2v^2}\right).$$

Разность в сравнении с неподвижной Землей будет $\frac{lp^2}{v^2}$, а разность соответственной продолжительности времени $\frac{lp^2}{v^3}$, т. е. величина, только что найденная для τ_3.

Так как Майкельсон не принимал в расчет влияния движения Земли на время распространения света по пути ABA', то в его первом опыте теоретический эффект оказался переоцененным вдвое. В этом случае расстояние l равнялось 1,2 *м*, так что можно было ожидать смещения на $\frac{1}{10}$ ширины интерференционной полосы. Исправленная теория давала только $\frac{1}{20}$ ширины интерференционной полосы, что было ниже предела достоверной наблюдаемости. Поэтому Майкельсон повторил свой опыт с тем изменением, что теперь каждый из обоих лучей проходил по нескольку раз между зеркалами. Таким образом путь света оказался увеличенным до 22 *м* и должен был бы дать смещение на $\frac{4}{10}$ ширины интерференционной полосы (при этом расчете было принято во внимание также и движение солнечной системы). Однако и в этом случае результат опыта оказался отрицательным в противоречии с теорией Френеля. Не следует забывать, что эта теория не ограничивается случаем эфира, неподвижного в целом, но распространяется и на те виды движения эфира, для которых существует потенциал скоростей.

Этот опыт находится в противоречии со всякой теорией, приписывающей относительной скорости эфира и Земли величину, которая не является значительно меньшей, чем скорость поступательного движения Земли. В последующем изложении мы, однако, будем иметь в виду только теорию Френеля.

8. Сокращение в направлении движения

Отрицательный результат опыта Майкельсона может быть объяснен, если предположить, что длина плеч прибора изменяется при повороте на прямой угол. Можно предположить, что это изменение как раз таково, чтобы придать τ_3 одинаковое значение для обоих лучей. Такое сокращение пути в направлении движения сравнительно с перпендикулярным путем должно соответствовать сокращению времени распространения света на $\frac{p^2 l}{v^3}$. Тогда путь должен быть сокращен на $\frac{lp^2}{v^2}$, и, следовательно, l сокращается на $\frac{1}{2}\frac{p^2 l}{v^2}$. Эта зависимость размеров от ориентации относительно движения Земли не так удивительна, как может показаться сначала. Действительно, размеры определяются молекулярными силами, а поскольку последние передаются через эфир, было бы, наоборот, странно, если бы состояние движения последнего не оказывало влияния на размеры тел. Природа молекулярных сил нам неизвестна; однако, если предположить, что они передаются через эфир таким же путем, как и электрические силы, то можно построить теорию этого сокращения, которая дает величину последнего, в точности соответствующую величине, необходимой для объяснения нулевого эффекта опыта Майкельсона. Величина этого сокращения будет равна 6,5 *см* для диаметра Земли и $\frac{1}{200}\,\mu$ для стержня длиною в 1 *м*.